

Моделирование массообменных процессов между пенным и газовым потоками в туннелях

Т. В. Бойко, С. П. Греков, И. Н. Зинченко

*Научно-исследовательский институт горноспасательного дела и пожарной
безопасности «Респиратор», Украина*

Львовский государственный университет безопасности жизнедеятельности, Украина

The mathematical model of mass-transfer processes between the non-stationary foam and fire gases flows in the tunnels is proposed. The method of its numerical implementation is specified. The analytical solutions of distribution of the stationary foam and gas flows on height and length of the tunnel subject to pressure differential at its ends are built.

1. Общая постановка задачи и её актуальность

Использование пожарных газов совместно с пеной для тушения пожаров в протяжённых объектах (туннелях) является наиболее эффективным средством воздействия на очаг горения, так как, с одной стороны, подаётся смесь газов, обеднённая кислородом, и, с другой стороны, пена за счёт высокой влажности снижает температуру в окружающем пространстве.

Однако сложные процессы тепломассообмена в двухфазных потоках требуют досконального изучения и ещё недостаточно изучены. Так, охлаждающая способность пены в большой степени зависит от режима её движения как до очага пожара, так и в зоне горения. Не только режим движения пены определяет дальность её подачи, а также расход пены, её устойчивость и площадь поперечного сечения туннеля.

При получении пены на основе пожарных газов не все они участвуют в её образовании, проходя через сетку. Кроме того, часть пены по мере движения разрушается, и освободившийся газ смешивается с потоком воздуха, обеднённым кислородом. В результате в протяжённом объекте образуются два потока: пенный и газовый (рис.1).

Организовать подачу пены на основе пожарных газов можно следующим образом (рис.1). Перед изолированным отсеком туннеля устанавливается пеногенератор. За изолированным отсеком размещается вспомогательный вентилятор, который, работая на всасывание, отбирает пожарные газы за очагом горения под кровлей отсека и посылает их на пеногенератор. Здесь через сетку поступают пожарные газы и смешиваются с пенообразующей жидкостью, в результате чего пена проникает в отсек с большой скоростью, как струя, и движется к очагу горения.

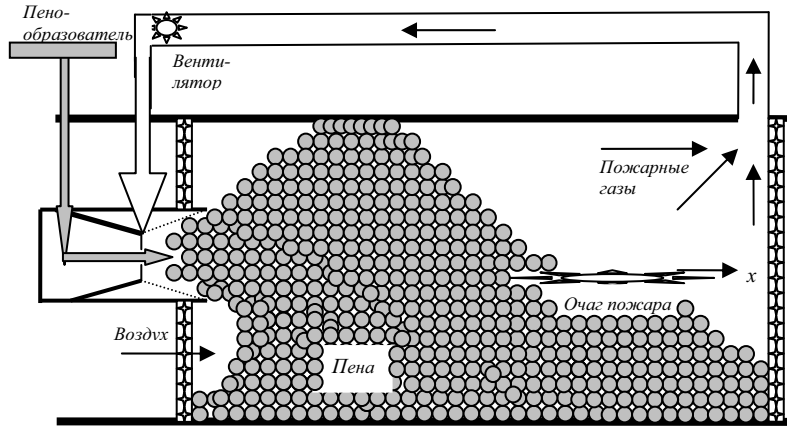


Рис.1. Схема воздействия на очаг горения пеной на основе пожарных газов в изолированном отсеке туннеля

2. Истоки исследования авторов

Настоящая работа опирается на фундаментальные исследования нестационарных течений одно и двухфазных сред в различных элементах оборудования и в трубах [1,2]. Для описания динамики двухфазных потоков, к которым относятся пена и пожарные газы, используем уравнения их движения [1] в проекции на ось x (вдоль туннеля, рис.1)

$$\frac{\partial(\rho_i u_i \varphi_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i^2 \varphi_i)}{\partial x} = -\frac{\partial(\varphi_i P)}{\partial x} - \tau_i \Pi_i / S - (\rho_i - \rho_0) g \sin \gamma, \quad (1)$$

где i – номер фазы ($i = 1$ – пожарные газы; $i = 2$ – пена); ρ_i – плотность i -той фазы, кг/м^3 ; u_i – скорость движения i -той фазы, м/с ; φ_i – относительная площадь поперечного сечения потока i -й фазы; t – время с начала движения, с ; x – координата вдоль оси потока, м ; P – давление, создаваемое вентилятором проветривания, Па ; τ_i – касательное напряжение на стенке туннеля, Н/м^2 ; Π_i – периметр поперечного сечения i -й фазы, м ; S – площадь поперечного сечения туннеля, м^2 ; ρ_0 – плотность воздуха, кг/м^3 ; g – ускорение свободного падения, м/с^2 ; γ – угол наклона туннеля к горизонту, град .

К уравнениям движения пены и пожарных газов добавим уравнение сохранения их масс в двумерной постановке [3]

$$\frac{\partial(\rho_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial y} = 0, \quad (2)$$

где v_i – вертикальная составляющая скорости i -той фазы, м/с ; y – вертикальная координата, м .

3. Нерешенные проблемы и цели работы

Поиск даже численных решений системы уравнений (1) – (2) сопряжён с большими трудностями, и для поставленной задачи, как показал анализ литературных источников, решения отсутствуют. Данная работа посвящена получению аналитических и численных решений динамики и взаимодействия пенных и газовых потоков в протяжённых объектах (туннелях).

4. Основная часть

Так как уравнения движения фаз (1) представлены в одномерной постановке, то и уравнения сохранения фаз (2) также представим в одномерной постановке, для чего усредним по высоте потоков каждое выражение в (2). При этом обозначим средние величины по высоте как среднеинтегральные функции

$$\bar{\rho}_i = \frac{1}{y_i} \int_0^{y_i} \rho_i dy; \quad \bar{\rho}_i \bar{u}_i = \frac{1}{y_i} \int_0^{y_i} (\rho_i u_i) dy. \quad (3)$$

Поскольку высота потока каждой фазы равна

$$y_i = \varphi_i S / b \quad (4)$$

то в результате интегрирования по высоте потоков фаз получим, опуская индексы осреднения, получим

$$\frac{\partial(\rho_i \varphi_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i \varphi_i)}{\partial x} = -\frac{b}{S} \int_0^{y_i} \frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial y} dy = \frac{b}{S} (\rho_i v_i) \Big|_{y=y_i}^{y=0} = j_i \quad (5)$$

где y_i – высота пенного или газового потока, м; b – ширина туннеля, м; j_i – скорость фазовых переходов, кг/с.

Для первой фазы (пожарных газов) при $y = y_1$ кровля непроницаема и вертикальная скорость здесь равна нулю ($v_i = 0$), а на границе фаз ($y = 0$) в результате разрушения пены газы возвращаются в общий свободный поток. Поэтому

$$j_1 = \rho_1 v_1 b / S, \quad (6)$$

Пена в результате синерезиса будет терять жидкость, а в результате объёмного распада будет терять и газ и жидкость. Жидкость стечет на почву туннеля, а газ присоединится к общему потоку пожарных газов. Поэтому для второй фазы можно записать

$$j_2 = -\rho_1 v_1 b / S - \rho_{жс} v_2 b / S, \quad (7)$$

где v_2 – скорость синерезиса пены, м/с;

$\rho_{ж}$ – плотность жидкости, кг/м³.

Подставляя в уравнения (5) формулы (6) и (7), получим для двух фаз

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_1 \varphi_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1 \varphi_1)}{\partial x} &= \rho_1 v_1 b / S; \\ \frac{\partial(\rho_2 \varphi_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2 \varphi_2)}{\partial x} &= -(\rho_1 v_1 + \rho_{жс} v_2) b / S \end{aligned} \quad (8)$$

Анализ полученной системы показывает, что учтён обмен между фазами: пожарные газы при разрушении пены поступают в основной поток, а жидкость стекает на почву туннеля.

К системе уравнений (8) добавим очевидное условие [1]

$$\varphi_1 + \varphi_2 = 1 \quad (9)$$

Выразим касательные напряжения через скорости движения фаз, используя известную формулу гидравлики [2–4]

$$\tau_i = \frac{\lambda_i}{8} \rho_i u_i^2, \quad (10)$$

где λ_i – коэффициент сопротивления i -той фазы.

Если при турбулентном движении пожарных газов коэффициент сопротивления можно принять за константу: $\lambda_1 = \text{const}$, то коэффициент сопротивления движению пены, как реологической среды, зависит от числа Рейнольдса и принимается равным [4]

$$\lambda_2 = \frac{64\nu_2}{u_2 d_2} + \frac{32\tau_0}{3\rho_2 u_2^2}, \quad (11)$$

где d_2 – приведенный диаметр пенного потока, м.

Приведенный диаметр пенного потока равен

$$d_2 = \frac{4S\varphi_2}{\Pi_2} \quad (12)$$

С использованием зависимостей (10) - (12) уравнения движения для двух фаз (1) запишутся в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_1 u_1 \varphi_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1^2 \varphi_1)}{\partial x} &= -\frac{\partial(\varphi_1 P)}{\partial x} - \frac{\lambda_1 \Pi_1}{8S} \rho_1 u_1^2 - (\rho_1 - \rho_0)g \sin \gamma; \\ \frac{\partial(\rho_2 u_2 \varphi_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2^2 \varphi_2)}{\partial x} &= -\frac{\partial(\varphi_2 P)}{\partial x} - \frac{4\tau_0 \Pi_2}{3S} - \frac{2\nu_2 \Pi_2^2}{\varphi_2 S^2} \rho_2 u_2 - (\rho_2 - \rho_0)g \sin \gamma \end{aligned} \quad (13)$$

Анализ полученной системы уравнений (13) показывает, что свободные пожарные газы представляют собой турбулентный поток, а пена при моделировании будет вести себя, как ламинарный ползучий поток.

В работе [2] показано, что при дозвуковом движении газов и жидкостей можно не учитывать динамический напор по сравнению со статическим напором (второе слагаемое в левой части уравнений (13)). Это позволяет значительно упростить для горизонтально расположенного туннеля ($\gamma = 0$) систему уравнений (13) и представить её в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_1 u_1 \varphi_1)}{\partial t} &= -\frac{\partial(\varphi_1 P)}{\partial x} - \frac{\lambda_1 \Pi_1^2}{8S^2} \rho_1 u_1^2; \\ \frac{\partial(\rho_2 u_2 \varphi_2)}{\partial t} &= -\frac{\partial(\varphi_2 P)}{\partial x} - \frac{4\tau_0 \Pi_2}{3S} - \frac{2\nu_2 \Pi_2^2}{\varphi_2 S^2} \rho_2 u_2 \end{aligned} \quad (14)$$

Представляя производные по пространственной координате в конечных разностях, численные решения уравнений систем (8) и (14) можно получить методом Рунге-Кутты.

В то же время практический интерес представляет получение аналитических решений. Так, при постоянной подаче пены ($t \rightarrow \infty$) система уравнений движения фаз (14) ещё более упрощается:

$$\begin{aligned} 0 &= -\frac{d(\varphi_1 P)}{dx} - \frac{\lambda_1 \Pi_1}{8S} \rho_1 u_1^2; \\ 0 &= -\frac{d(\varphi_2 P)}{dx} - \frac{4\tau_0 \Pi_2}{3S} - \frac{2\nu_2 \Pi_2^2}{\varphi_2 S^2} \rho_2 u_2 \end{aligned} \quad (15)$$

Упрощается также и система уравнений (8) сохранения масс при постоянной подаче пены на очаг горения при $t \rightarrow \infty$:

$$\begin{aligned} \frac{d(\rho_1 u_1 \varphi_1)}{dx} &= \rho_1 \nu_1 b / S; \\ \frac{d(\rho_2 u_2 \varphi_2)}{dx} &= -(\rho_1 \nu_1 + \rho_{\text{жс}} \nu_2) b / S \end{aligned} \quad (16)$$

Учитывая, что $u_i \varphi_i S = Q_i$, уравнения (16) можно представить в более простом виде

$$\begin{aligned} \frac{d(\rho_1 Q_1)}{dx} &= \rho_1 \nu_1 b; \\ \frac{d(\rho_2 Q_2)}{dx} &= -(\rho_1 \nu_1 + \rho_{\text{жс}} \nu_2) b \end{aligned} \quad (17)$$

где Q_1 и Q_2 – расходы пожарных газов в первой и во второй фазах, $\text{м}^3/\text{с}$.

Необходимо задать скорости синерезиса и распада пены, а также плотность пенного и газового потоков. Плотность газового потока до очага пожара будем считать постоянной величиной, а плотность пенного потока выразим через кратность пены как

$$\rho_2 = \rho_1 + (\rho_{\text{жс}} - \rho_1) / K, \quad (18)$$

где K – кратность пены, как отношение её объёма к объёму жидкости:

$$K = \frac{Q_{20} + Q_{\text{жс}}}{Q_{\text{жс}}} \approx Q_{20} / Q_{\text{жс}} \quad (19)$$

Здесь $Q_{\text{жс}}$ – расход жидкости в пене, $\text{м}^3/\text{с}$; Q_{20} – начальный расход газа на образование пены, $\text{м}^3/\text{с}$.

Приближённое равенство обосновано тем, что при начальной кратности пены $K_0 = 50 - 100$ ошибка составляет всего 1 – 2 %.

Будем считать, что в основном разрушение пены происходит на участке туннеля пропорциональном некоторой длине l_1 , а синерезис пены – на участке пропорциональном длине l_2 . Предположим, что на начальном участке ещё возможно сохранение устойчивости пены. Примем, что устойчивость падает по экспоненциальному закону. Тогда можно записать

$$v_1 b l_1 = Q_2 - Q_{20} e^{-ax}; \quad v_2 b l_2 = Q_{жс}, \quad (20)$$

где $Q_{жс}$ – расход жидкости в пене, м³/с.

Более обосновано связать длины l_1 и l_2 со временем «жизни» пены и временем истечения жидкости, принимая

$$l_1 \approx u_2 t_{жс}; \quad l_2 \approx u_2 t_{ис}, \quad (21)$$

где $t_{жс}$ – время «жизни» пены, с;

$t_{ис}$ – время истечения жидкости из пены, с.

Подставляя выражения (18) – (21) в уравнения (17), получим

$$\begin{aligned} \frac{d(\rho_1 Q_1)}{dx} &= -\rho_1 (Q_{20} e^{-ax} - Q_2) / l_1; \\ \frac{d(\rho_1 Q_2)}{dx} + \frac{d(\rho_{жс} Q_{жс})}{dx} &= \rho_1 (Q_{20} e^{-ax} - Q_2) / l_1 - \rho_{жс} Q_{жс} / l_2 \end{aligned} \quad (22)$$

Краевые условия для уравнений (2.24) примем равными

$$Q_2(0) = Q_{20}; \quad Q(0) = Q_{жс0} \quad (23)$$

Решения каждого уравнения (22) найдены в виде суммы двух экспонент и имеют вид

$$\begin{aligned} Q_1(x) &= Q_0 - \frac{Q_{20}}{1 - al_1} (e^{-ax} - al_1 e^{-x/l_1}); \\ Q_2(x) &= \frac{Q_{20}}{1 - al_1} (e^{-ax} - al_1 e^{-x/l_1}) \end{aligned} \quad (24)$$

где Q_0 – расход всех газов через отсек туннеля ($Q_0 \geq Q_{20}$), м³/с.

Таким образом, пожарные газы, как следует из полученных формул (24), никуда не теряются, а переходят из пены при её разрушении в общий поток газов. На рис. 2 представлены результаты моделирования потерь газовой фазы в пене по длине туннеля при различных параметрах al_1 , характеризующих устойчивость пены. Так как объём пены практически равен объёму газов в пене, то отношение Q_2/Q_{20} означает, по сути, относительную высоту пенного столба.

Анализируя результаты моделирования, приходим к выводу, что чем меньше параметр al_1 , характеризующий устойчивость пены на определённой длине, тем меньше она разрушается.

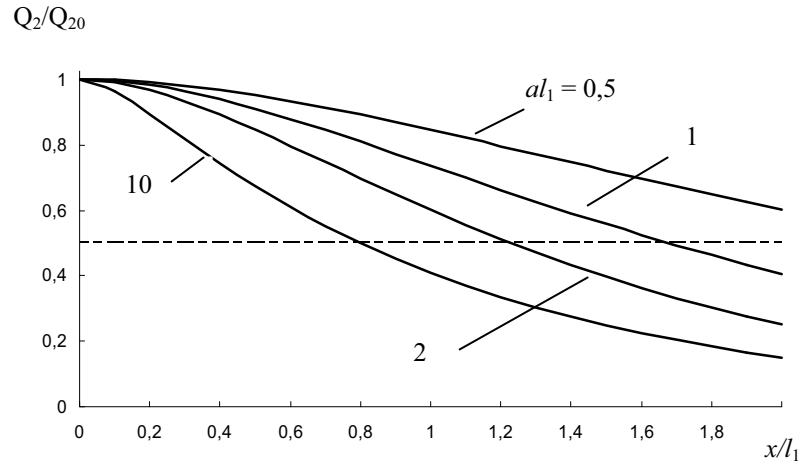


Рис. 2. Результаты моделирования потерь газовой фазы в пене вдоль туннеля при различной её устойчивости (штриховой линией указано 50-ти процентное содержание пены)

Для жидкой фазы в пене из второго уравнения системы (22) после интегрирования получим

$$Q_{ж}(x) = Q_{ж0} e^{-x/l_2} \quad (25)$$

При разрушении пены одновременно теряется и жидкость и газ, поэтому плотность и кратной оставшейся пены не меняется. Однако и плотность и кратность меняются при синерезисе. Используя зависимости (19) и (25) можно установить с помощью формулы (18), как меняется плотность пены вдоль туннеля при синерезисе.

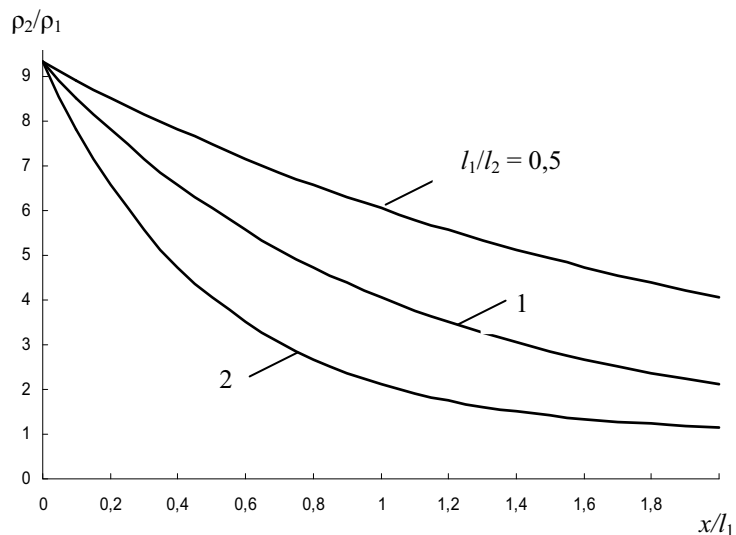


Рис. 3. Результаты моделирования изменения плотности пены вдоль туннеля при различной скорости её истечения

На рис. 3 представлены результаты моделирования изменения плотности пены вдоль туннеля при различной скорости её истечения. При моделировании принимались плотность воздуха $\rho_1 = 1,2 \text{ кг/м}^3$, плотность жидкости $\rho_2 = 1000 \text{ кг/м}^3$ и начальная кратность пены $K_0 = 100$.

Из анализа полученных результатов следует, что чем короче участок синерезиса по сравнению с участком разрушения, тем быстрее плотность пены приближается к плотности воздуха. При критической кратности $K_{кр}$ пена может полностью разрушиться, как например на участке $x/l_1 > 1$ при $l_1/l_2 = 2$ (рис. 3), хотя потери газовой фазы могут быть и незначительными (рис. 2).

Зная зависимости относительных площадей двухфазного потока, можно определить периметры их поперечных сечений как

$$\Pi_1 = 2\left(b + \frac{S}{b}\varphi_1\right); \quad \Pi_2 = 2\left(b + \frac{S}{b}\varphi_2\right) \quad (26)$$

Поскольку вид зависимостей для закона сохранения масс (24) и (25) известен, а также известны зависимости для геометрических размеров потока (26), то можно найти, как меняется депрессия вдоль туннеля, используя систему (15), решение которой получим в общем виде

$$\begin{aligned} (\varphi_1 P) \Big|_0^l &= \frac{\lambda_1 \rho_1 u_1^2}{8S} \int_0^l \Pi_1 \varphi_1 dx; \\ (\varphi_2 P) \Big|_0^l &= \frac{4\tau_0}{3S} \int_0^l \Pi_2 dx + \frac{2\nu_2 u_2}{S^2} \int_0^l \frac{\Pi_2^2}{\varphi_2} \rho_2 dx, \end{aligned} \quad (27)$$

где l – длина пенного потока или длина отсека, если поток короче.

Здесь все параметры за пределами интегралов приняты за константы (меняется расход, а скорость постоянна). Складывая левые и правые части уравнений (27), получим формулу для расчёта перепада давления или депрессии, которую необходимо создать, чтобы получить заданную производительность пены

$$P_0 - P_1 = \frac{\lambda_1 \rho_1 u_1^2}{8S} \int_0^l \Pi_1 \varphi_1 dx + \frac{4\tau_0}{3S} \int_0^l \Pi_2 dx + \frac{2\nu_2 u_2}{S^2} \int_0^l \frac{\Pi_2^2}{\varphi_2} \rho_2 dx, \quad (28)$$

где P_0 и P_1 – давление соответственно на входе и выходе из отсека туннеля, Па.

5. Выводы по результатам и направления дальнейших исследований

Анализ полученных результатов исследований показывает, что перепад давлений на концах отсека туннеля зависит от трёх основных факторов: усилий страгивания пены, её ламинарного сопротивления при движении и от сил аэродинамического сопротивления турбулентного потока пожарных газов.

Для практического применения полученных зависимостей необходимо знать такие параметры, как:

- максимальная допустимая температура пожарных газов, при которой ещё может генерироваться устойчивая пена;

- начальная кратность пены K_0 при её генерировании с использованием пожарных газов с высокой температурой;
- время её существования $t_{ж}$;
- фактическая дальность l_1 распространения пены в зависимости от скорости движения пожарных газов;
- необходимая фактическая депрессия ΔP для движения пенного потока с заданной скоростью.

Поэтому целью дальнейших исследований является экспериментальное изучение и проверка достоверности полученных зависимостей при генерировании и движении пенного потока в туннелях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Двухфазные течения в элементах теплоэнергетического оборудования. – М.: Энергоатом, 1987. – 328 с.
2. Чарный И.А. Неустановившееся движение реальной жидкости в трубах. – М.: Недра, 1975. – 296 с.
3. Лойцянский Л.Г. Механика жидкостей и газов. – М.: Наука, 1970. – 904 с.
4. Рабинович Б.З. Гидравлика. – М.: Недра, 1980. – 278 с.

Надійшла 07.03.2009.